UCD 621.815.618.015.51
537.527.096:536.45

論 文

52-A 29

高温ガス中における絶縁破壊特性

正 員 長 田 正 義 (徳島大)

正 員 横 井 良 秀 (徳島大)

正 員 宮 地 巖 (名 大)

1. ま え が き

しゃ断器やヒューズなどにおいて、アークしゃ断後電極間に存在する高温ガスは、しゃ断の成否を決定する重要な因子の一つであり、その電氣的諸特性の解明が急がれている⁽¹⁾⁽²⁾。

しゃ断器などに使用されている SF_6 ガスと空気は、それぞれ多原子分子および混合ガスであり、これらの比較的複雑な性質をもち、まだ十分に検討されていないガス中における高温特性を考察するための第一段階として、従来からその電氣的特性が比較的良好に調査され、化学的性質も安定で高温時の取扱いが容易と考えられる N_2 と Ar ガスを研究対象に選んだ。

高温ガス中における破壊現象に関する研究としては Bowker 氏⁽³⁾、Alston 氏⁽⁴⁾、石黒氏⁽⁵⁾、George 氏⁽⁶⁾、Sharbaugh 氏⁽⁷⁾、室岡氏⁽⁸⁾および Powell 氏⁽⁹⁾らが検討しており、その結果、破壊電圧に関するパッシェン法則は約 1,200~1,300°C 以上のガス中では成立しなくなることを明らかにしているが、更に Edels 氏⁽¹⁰⁾や室岡氏⁽⁸⁾らは、アークしゃ断後の回復特性に対して高温ガスのほか高温電極の存在が大きな影響を及ぼすことも報告している。

一般に、均質な高温ガス生成の困難さから、上述の諸研究においては高温度の生成とその保持時間、使用ガスおよび電極構成などにおいて、制約された条件の

もとに実験が行なわれている。

著者らは、アークしゃ断現象に伴って発生する高温ガス中における絶縁破壊特性、ならびにアークしゃ断後の回復特性などの検討を主目的として、高温ガス中における破壊特性の考察を容易にするために、高温ガスの生成条件と電極配置にできるだけ一般性を与える目的で、抵抗加熱式放電容器（以後、放電容器と称する）を製作し、この放電容器中に設けた電極間で高温ガス中における破壊現象の実験を行なった。

本論文では、使用した N_2 および Ar ガスの最高温度を約 2,400°C、ガス圧力を約 10^{-3} mmHg から約 1.75×10^3 mmHg (2.3 atm) まで変化させ、直流電圧を印加して破壊電圧および電圧-電流特性などを測定検討した結果について報告する。

本研究結果によれば、高温ガス中における破壊電圧に対するパッシェン法則の適用可能範囲は、約 1,000°C 以下であって、前述の諸研究の結果とはほぼ同様であった。

また、ガスならびに電極温度の上昇が破壊電圧特性に及ぼす効果としては、電極間を流れる初期電流密度の増加として等価的に取扱い、この初期電流密度増加による空間電荷電界の形成による影響を、ポアソン式を用いて考慮し、破壊電圧の計算値と実測値とを比較したところ、両者は比較的良好に一致することが明らかになった。

2. 実験装置

実験回路と装置の概略図を第 1 図に示した。水冷壁を有する放電容器（内径 400 mm、高さ 930 mm）内に設置したカーボンヒータ（内径 60 mm、高さ 225 mm）の内部に、電圧印加電極を鉛直に配置した。上

Electrical Breakdown Characteristics in High Temperature Gases. By Masayoshi Nagata, Member (Technical College of Tokushima University), Yoshihide Yokoi, Member (Faculty of Engineering, Tokushima University) & Iwao Miyachi, Member (Faculty of Engineering, Nagoya University).

長田正義：正員，徳島大学工業短期大学部

横井良秀：正員，徳島大学工学部

宮地 巖：正員，名古屋大学工学部

第 1 図 実験装置の構成

Fig. 1. Configuration of experimental apparatus.

第 2 図 実験装置の外観

Fig. 2. A photographic view of experimental apparatus.

部電極は、先端を半球にした直径 4mm のタングステン棒またはタングステン棒の先端に直径 20mm のカーボン球を取付けたもので、下部電極としては直径 40mm、厚さ 5mm のカーボン平板電極を使用し、その下端に接続したマイクロメータヘッドによって電極間隔を任意に調整した。なお、上部電極も可動で、電極間隔の粗い調整に使用した。第 2 図は実験装置の外観を示したものである。

3. 実験方法

カーボンヒータに最大 750A までの商用周波電流を流して内部に設置した電極とガスを加熱した。電極温度と電極間に存在するガスの温度は、上下電極寸法に比して実験に使用した電極間隔 (2~10mm) が短く、また温度が所定値に安定するまでの加熱時間も十分長いので、両者が同一温度に保たれていると仮定し、電極温度を光高温計で測定してその温度をガス温度とした。ギャップの長さは各試験温度ごとに、一定電極温度に達した状態で下部電極を上部電極に接触させて間隔零を確認した後に、下部電極をマイクロメータヘッドで下方に移動して所定値に調整した。

直流電圧を上下電極間に印加して破壊電圧を求め、その 5 回の平均値を実測値とした。破壊電圧の測定には高電圧プローブをもつデジタルボルツメータを使用し、放電容器内のガス圧力は、ピラニ圧力計とマノメータで測定した。

本実験においては、放電容器内に設置したカーボンヒータにより局部的にガスと電極を加熱することになるから、これらの温度上昇と共に放電容器内のガス圧力が上昇し、放電容器内の各部分でガス密度が異なることになるので、電極間に存在するガス密度は次のようにして決定した。すなわちガス圧力を P (mmHg)、分子数密度を n (cm^{-3})、ガス温度を T (K) とすれば、これらの間には (1) 式が成立する⁽¹¹⁾。

$$P = 1.035 \times 10^{-19} n T \quad (1)$$

本研究では、(i)一定ガス圧力ならびに(ii)一定ガス密度に保った高温ガス中における破壊特性を検討するために、(i)の実験では温度上昇に伴うガス圧力の増加分を排気して、常に所定のガス圧力に保った。このときには、温度上昇に関係なくガス圧力を 760 mmHg 一定に保ったので、(1)式から(2)式が成立する。

$$n \propto 1/T \quad (2)$$

すなわち、電極間に存在するガス密度は、温度上昇に逆比例して低下することになる。一方、(ii)の実験では、(1)式から明らかなように、ガス温度の上昇と共に初期ガス温度との比に正比例してガス圧力を増加させると、任意のガス温度において電極間に存在するガス密度を一定に保つことができる⁽¹²⁾。

4. 実験結果とその考察

〈4・1〉一定ガス圧力 (760 mmHg) における破壊特性^{(4)~(6)} 準平等電界と不平等電界における破壊電圧を測定するために、実験には前述の棒-平板電極配置を用い、ギャップの長さは 2, 4, 6, 8 および 10 mm とした。

N_2 ガスの各温度における破壊電圧を正負両極性に対して図示したのが第 3 図(a), (b)である。温度上昇と共に破壊電圧が正負両極性とも同様な傾向で低下している。また、正極性の破壊電圧が負極性よりも高く、特に負極性においては 6 mm 以上の範囲でギャップの長さが増加しても、破壊電圧の上昇は極めてわずかであることがわかる。Ar ガスについても、一定ガス圧力のもとで温度を変えた場合の破壊電圧低下の模様ならびに電圧極性による差異などに関しては、 N_2 ガスとほぼ同様な実験結果が得られた。

第 3 図(a), (b)に見られるように、温度上昇と共に破壊電圧の低下する原因として、前述した温度上昇によるガス密度の減少によるものと、それ以外の理由によるものとに区別して検討する。760 mmHg 一定ガス圧力のもとで任意のガス温度 T_1 ($^{\circ}\text{C}$) におけるガス密度 n_1 (cm^{-3}) は、 20°C におけるガス密度を n_0 (cm^{-3})

第3図 破壊電圧と温度との関係

Fig. 3. Relations between breakdown voltage and gas temperature.

とすれば、(2)式から

$$n_1 = \frac{293}{T_1 + 273} \times n_0 \quad \dots\dots\dots (3)$$

となる。更に、 n_1 をこのガス密度に対応する20°Cにおけるガス圧力 P_1 (mmHg)に換算して表わすと

$$P_1 = \frac{n_1}{n_0} \times 760 = \frac{293}{T_1 + 273} \times 760 \quad \dots\dots\dots (4)$$

となる。このように換算したガス圧力(換算圧力)に対して、破壊電圧を図示したのが第4図(N_2 ガス)および第5図(Ar ガス)である。両図において点線は、別に測定した常温(20°C)における破壊特性を示し、実線は高温時の破壊特性である。これらの図から、 N_2 ガス、 Ar ガスともに正極性では常温時と高温時における破壊電圧曲線が、約900°Cから約1,200°C近くまでは比較的良好に一致していることがわかる。しかし、ガス温度が約1,300°Cを超えると高温時の破壊電圧が常温時の値に比べて急激に低下し、両者に著しい差異が生じ始めている。一方、負極性の場合も、ギャップの長さが2ならびに4mmにおいては、約1,200°C以下の温度範囲では常温時と高温時における破壊電圧の値が比較的良好に一致している。しかし、それ以上のギャップの長さあるいは温度範囲においては、常温時の破壊電圧が高温時におけるよりも相当高い。これらのことから、少なくとも約1,300°C以上の温度領域では、破壊電圧特性がガス密度の減少以外の原因によっても影響され、いわゆるパッシェンの法則に従わない放電領域であると考えられる。このことは、George氏⁽⁶⁾や室岡氏⁽⁸⁾の実験結果とも良く一致している。

高温ガス中における破壊特性のうち、特に電界分布の不平等性の影響などについて検討した事例は少ないが⁽¹⁾⁽⁶⁾、前述のPowell氏⁽⁹⁾は空気中で準平等ならび

第4図 破壊電圧とガス温度または換算圧力との関係(N_2 ガス)

Fig. 4. Relations between breakdown voltage and gas temperature or converted pressure into same gas density at 20°C (N_2 gas).

第5図 破壊電圧とガス温度または換算圧力との関係(Ar ガス)

Fig. 5. Relations between breakdown voltage and gas temperature or converted pressure into same gas density at 20°C (Ar gas).

に不平等電界を構成して、ギャップの長さ 2~20 mm, 温度 20~1, 100°C におけるコロナ開始電圧ならびに破壊電圧の温度特性を測定し, (1) 不平等電界においては正極性の方が負極性よりも破壊電圧が高い, (2) 負極性破壊電圧は, 温度上昇と共に順次コロナ開始電圧の値に近づくが, 正極性破壊電圧はコロナ開始電圧にほとんど影響されない, (3) コロナ開始電圧は正負両極性で大差がない, などの本実験結果と同様な傾向があることを明らかにしている⁽¹²⁾。

次に, 熱電子電流の破壊電圧に対する影響について検討する。本実験に使用したギャップの長さでは, 約 1, 200~1, 300°C 以上の温度範囲においては破壊電圧に関するパッシェン法則が成立しなくなることを既に明らかにしたが, その原因として, 二次電離係数の増大⁽⁶⁾あるいは初期電流密度の増加などに基づく空間電荷形成による電界ひずみの増強⁽¹³⁾などが考えられる。Sharbaugh 氏らは Shock wave を用いて高温 N₂ ガス中における破壊電圧を測定し, 初期電流密度の増加が破壊電圧に及ぼす影響についての Crowe 氏らによる理論計算結果⁽¹⁴⁾を参考にして, その実験結果を検討している。すなわち, 電極間を流れる電流密度が, 約 10⁻⁵ A/cm 以上に増加したとき, 破壊現象が生ずると仮定し破壊電圧を求めている⁽⁷⁾。一般にタウンゼント放電における定常電流密度 J は次式で表わされる。

$$J = \frac{J_0 e^{\alpha d}}{1 - \gamma(e^{\alpha d} - 1)} \quad \dots\dots\dots (5)$$

ここで, J_0 : 初期電流密度, α : 一次電離係数, γ : 二次電離係数, d : ギャップの長さ

(5) 式で $\gamma \ll 1$ が成立するものと仮定し⁽⁷⁾, 変形すると(6)式となる。

$$\alpha d = \ln \left(\frac{1}{\gamma + J_0/J} \right) \quad \dots\dots\dots (6)$$

Sharbaugh 氏らは, 電極間が破壊に達する臨界電流密度を $J_c = 3 \times 10^{-5}$ A/cm² とおき, 種々の初期電流密度 J_0 に対して(6)式により α の値を求め, N₂ ガス中における $\alpha/P \sim E/P$ 特性 (P : ガス圧力, E : 電界強さ) から, 平均破壊電界および破壊電圧を計算している。なお, Sharbaugh 氏らの実験においては電極の加熱がなく, 熱電離電流のみが存在しているとし, これを初期電流密度 J_0 としている。この手法は, 初期電流密度増加による破壊電圧低下を近似的に得るには簡単で都合がよい。しかし, 後述するように臨界電流密度 J_c は一般に一定でなく, 初期電流密度, ガス圧力その他種々の条件の下で変化し⁽⁵⁾, また J_c 以上の初期電流密度では, 破壊電圧を求めることができないなどの欠点がある。なお(6)式から明かなように,

第 6 図 初期電流密度とガス温度および電極温度との関係

Fig. 6. Relations between initial current density and gas or electrode temperature.

破壊に至る臨界状態においては, 右辺分母における二次電離係数 γ と臨界破壊電流密度 J_c に対する初期電流密度 J_0 の比 J_0/J_c とは, 破壊現象に対して等価な影響を与えることが推測される。

本実験の温度範囲では, 初期電流源として電極からの熱電子電流と, 高温ガスの熱電離電流が考えられるので, これらの効果を検討するために, Dushman-Richardson 式および Saha の式を用いて求めた結果を温度との関係で第 6 図に示した。この計算に用いた定数は次のとおりである。Dushman-Richardson 式で Dushman 定数 $A = 30$ A/cm²/K, 仕事関数 $\phi = 4.8$ V (炭素電極)⁽⁸⁾⁽¹⁶⁾, Saha 式で電離電圧 $V_i = 15.58$ V (N₂ ガス)⁽¹⁶⁾, $V_i = 15.76$ V (Ar ガス)⁽¹⁶⁾, ガス圧力 $P = 100$ mmHg である。また N₂, Ar ガスの電子移動度は, <4・2> 節で採用した数値を用いた。

パッシェンの法則から予期される破壊電圧と, 実際の破壊電圧とが異なり始める初期電流密度を約 10⁻⁸ A/cm²⁽⁷⁾⁽¹³⁾ とすれば, 第 6 図から明かなように, 熱電子電流がこの電流密度に達するのは, 約 1, 200~1, 300°C で, この温度では熱電離電流は熱電子電流に比べてはるかに小さい。また熱電離電流が 10⁻⁸ A/cm² になるのは, 約 2, 300~2, 500°C である。従って, 本実験の温度範囲では破壊電圧の低下に影響する初期電流は, 主として熱電子電流によるものであって, 熱電離電流によるものは無視してよいと考えられる。

<4・2> 一定ガス密度中における破壊特性 初期電流密度の破壊電圧に対する影響として, Meek 氏ら⁽¹³⁾は, 空気中で 1 cm のギャップの長さに対して, 初期電流密度が 10⁻⁸ A/cm² のときの破壊電圧は, 初期

電流密度を無視できる場合に比べて約 10% 低下すると算定している。また Varney 氏⁽¹⁷⁾は、破壊電圧に対する初期電流の影響をタウンゼントの基本式とポアソンの式とを組合せて、空間電荷電界の形成と一次電離係数 α などとの関係で検討し、更に Crowe 氏⁽¹⁴⁾は N_2 ガスについて二次電離係数 γ の効果を含めて計算して、初期電流密度が約 10^{-8} A/cm^2 以下では破壊電圧に大きな影響を与えないことを示した。Ward 氏⁽¹⁸⁾は、希ガスや H_2 ガスに対して、更に大きい初期電流密度が破壊電圧に与える影響を検討している。

本研究で考慮する温度範囲の高温ガス中における破壊現象については、前節で述べたようにガスならびに電極温度の上昇によって等価的に初期電流密度が増加し、空間電荷電界の形成によって破壊電圧が低下すると考えた。本文でも高温ガス中における破壊特性を求めるために、タウンゼントの基本式とポアソンの式とを連立させて解き、印加電圧-電流密度特性を計算し、初期電流密度の増加が破壊電圧に及ぼす影響を検討した。

(1) 破壊電圧の計算 第 7 図に示したような平行平板電極配置における電子電流密度 $J_-(x)$ 、一次電離係数 $\alpha(x)$ および電界分布 $E(x)$ などとの関係は、Ar ガス中において Ward 氏⁽¹⁸⁾により次式のように表わされている。

$$\frac{dJ_-(x)}{dx} = \alpha(x) J_-(x) \quad \dots\dots\dots (7)$$

$$\alpha(x) = A P \exp\left[\frac{-B P^{1/2}}{E^{1/2}(x)}\right] \quad \dots\dots\dots (8)$$

$$J_+(x) + J_-(x) = J_-(d) = J \quad \dots\dots\dots (9)$$

$$J_-(0) = (J_0 + \gamma J)(1 + \gamma)^{-1} \quad \dots\dots\dots (10)$$

$$\frac{dE(x)}{dx} = \frac{-1}{\mu_+ \cdot E(x) \cdot \epsilon_0} \left\{ J - \left(1 + \frac{\mu_+}{\mu_-}\right) J_-(x) \right\} \quad \dots\dots\dots (11)$$

ここで、 A, B は定数、 P はガス圧力、 $J_+(x)$ は正イオン電流密度、 γ は二次電離係数、 μ_+, μ_- はそれぞれ正イオンと電子の移動度で、 ϵ_0 は真空中の誘電率である。

空間電荷の存在を無視でき平等電界とみなせば、電

界分布に関して次式が成立する。

$$\frac{dE(x)}{dx} = 0 \quad \text{あるいは} \quad E(x) = E_0 = \text{const.} \quad \dots\dots\dots (12)$$

このとき、(7)~(11)式から電界分布 E_0 は(13)式となる。

$$E_0 = \frac{B^2 P}{\left\{ \ln A P d - \ln \ln \left(\frac{1 + \gamma}{J_0/J + \gamma} \right) \right\}^2} \quad \dots\dots\dots (13)$$

破壊現象は $J_0/J \rightarrow 0$ のときに生ずると考えられるから、破壊電圧 V_B は(14)式となる。

$$V_B = \frac{B^2 P d}{\{\ln A P d + \ln \ln(1 + \gamma^{-1})\}^2} \quad \dots\dots\dots (14)$$

一般的に、電子電流密度 $J_-(x)$ および電界分布 $E(x)$ を求めるため、(7)式と(11)式をルンゲクッタ法によって解いた。初期条件としては、陰極における電子電流密度 $J_-(0)$ を表わす(10)式と陽極における電界の値 $E(d)$ を用いた。 $E(d)$ の決定にあたっては、最初(13)式で表わされる値を用いて $J_-(x)$ および $E(x)$ を計算し、これから決まる $J_-(0)$ と(10)式による $J_-(0)$ とを比較して、その差が所定の値(本計算では 10^{-4})以内に収まらないときには、この $E(d)$ と零値との間で繰返して妥当な境界値に達するまで探し、陰極ならびに陽極における境界値を決定後、諸量を計算した⁽¹⁹⁾。

Ar ガスのほか N_2 ガスについても破壊電圧を計算したが、前者の場合と異なる表式として(8)式の代りに(8')式を、また(13)式ならびに(14)式に対してはそれぞれ(13')式と(14')式を用いた⁽¹¹⁾。

$$\alpha(x) = C P \exp\left[\frac{-D P}{E(x)}\right] \quad \dots\dots\dots (8')$$

$$E_0 = \frac{D P}{\ln C P d - \ln \ln \left(\frac{1 + \gamma}{J_0/J + \gamma} \right)} \quad \dots\dots\dots (13')$$

$$V_B = \frac{D P d}{\ln C P d - \ln \ln(1 + \gamma^{-1})} \quad \dots\dots\dots (14')$$

計算に使用した定数は高温状態における値が得られていないので、諸文献を参照して次の値を選んだ。

$$\left. \begin{aligned} A &= 31.5 (\text{cm})^{-1} (\text{mmHg})^{-1} \\ B &= 27.1 (\text{V})^{-1} (\text{cm})^{-1} (\text{mmHg})^{-1/2} \end{aligned} \right\}^{(18)}$$

$$\left. \begin{aligned} C &= 10.0 (\text{cm})^{-1} (\text{mmHg})^{-1} \\ D &= 270.0 (\text{V})^{-1} (\text{cm})^{-1} (\text{mmHg})^{-1} \end{aligned} \right\}^{(20)}$$

$$\left. \begin{aligned} \mu_+ &= 1,444/P (\text{cm})^2 (\text{V})^{-1} (\text{s})^{-1} \\ \mu_- &= 3 \times 10^5/P (\text{cm})^2 (\text{V})^{-1} (\text{s})^{-1} \end{aligned} \right\}^{(18)} \quad \text{Ar ガス}$$

$$\left. \begin{aligned} \mu_+ &= 2.17 \times 760/P (\text{cm})^2 (\text{V})^{-1} (\text{s})^{-1} \\ \mu_- &= \mu_+ \times 10^3 (\text{cm})^2 (\text{V})^{-1} (\text{s})^{-1} \end{aligned} \right\}^{(21)(22)} \quad N_2 \text{ ガス}$$

第 7 図 電極配置

Fig. 7. Configuration of electrodes.

$$\gamma = 1.0 \times 10^{-4} (\text{N}_2 \text{ ガス})^{(23)}, 1.0 \times 10^{-3} (\text{Ar ガス})^{(18)(23)}$$

(2) 計算結果と検討

(a) 破壊電圧 本文で扱う温度範囲のガス中における破壊現象を電極間に流れる電流の密度で分類すると、 $10^{-17} \sim 10^{-3} \text{ A/cm}^2$ 程度であるので、タウンゼント放電領域から正規グロー放電へ至る推移領域に対応している。一般に、この放電領域では極間電圧 V 、初期電流密度 J_0 および電流密度 J に関して、次の三つの場合に分けて考えることができる⁽²⁴⁾。すなわち、(A) 比 J/J_0 が十分大きいところでは V の値は J に無関係となり、 $J = J_0 F_1(V)$ で表わされる。(B) V および J_0 が関係し、 J/J_0 の値は、これらの関数となり $J = J_0 F_2(V, J_0)$ で表示される。また、(C) 電流密度が更に増加した場合には、放電は自統特性となり、 J_0 とは無関係になって $J = F_3(V)$ で表わされる。ここで F は、 V と J_0 の関数を表わす。

ガスの破壊現象は、(A) の領域においては、理論上 $J/J_0 = F_1(V) \rightarrow \infty$ のときに生ずると考えられるが、実際は回路インピーダンスなどで制限され、 $J/J_0 \approx 10^8$ 程度に電流密度が増加したとき発生するとして、このときの電圧を破壊電圧 (V_B) としてもよいと考えられる⁽²⁴⁾。また (B) の領域では、 $J-V$ 特性が負特性の範囲における V の最大値とも考えることができる⁽²⁴⁾。本文では、破壊電圧 V_B を $J-V$ 特性が負特性を示し始める直前の最大値と定める。次に述べる第 8 図と第 9 図においては、破壊点を○印で表示した。

(b) 電圧-電流密度特性 N_2 ならびに Ar ガスについて初期圧力 150 mmHg、ギャップの長さ 4 mm に対し、初期電流密度 $J_0 = 10^{17} \sim 10^{-4} \text{ A/cm}^2$ の範囲における電圧-電流密度の関係を (7)~(11) 式で計算し、その結果を第 8 図と第 9 図に示した。 N_2 ガスについては、 $J_0 < 10^{-10} \text{ A/cm}^2$ の範囲において前述の定義に従うと、ほぼ一定の電圧 (約 3,795 V) で破壊現象が生じており、 $J_0 \approx 10^{-10} \text{ A/cm}^2$ 以下の範囲が (A) の領域に

第 8 図 印加電圧と電流密度との関係 (N_2 ガス)Fig. 8. Relations between applied voltage and current density (N_2 gas). 第 9 図 印加電圧と電流密度との関係 (Ar ガス)Fig. 9. Relations between applied voltage and current density (Ar gas).

対応している。 Ar ガスの場合は、 $J_0 < 10^{-9} \text{ A/cm}^2$ の範囲が (A) の領域に対応している。初期電流密度 $J_0 > 10^{-9} \text{ A/cm}^2$ の範囲では、 N_2 ならびに Ar ガスとも破壊現象は約 10^{-5} A/cm^2 以上の電流密度で生じ、破壊電圧 V_B の値も (A) 領域の値と比較して相当低下しているので、この電流密度範囲が (B) の領域に対応していると考えられる。 N_2 ガスでは $J_0 = 10^{-4} \text{ A/cm}^2$ のとき、 V_B の値は (A) 領域の破壊電圧値の約 60% 程度にまで低下しており、 Ar ガスでも $J_0 = 10^{-5} \text{ A/cm}^2$ のとき同様に約 55% 程度まで低下して、初期電流密度の値によって破壊電圧の値が異なることがわかる。このように (A) 領域においては初期電流密度 J_0 にかかわらず、ほぼ一定の電流密度 (約 10^{-6} A/cm^2) で破壊が生じているものの、(B) 領域では初期電流密度 J_0 の値によって異なる電流密度で破壊が生じていることがわかる。このことは、電圧-電流密度特性の実測結果⁽¹⁵⁾によっても確かめられている。これらの事実から、ガスの破壊現象は電極間を流れる電流がある一定電流密度に達したときに発生するという Sharbaugh 氏らが述べている破壊電圧基準は、特に (B) 領域においては検討を要するものと考えられる。

(c) 破壊電圧特性 (a) 項の破壊電圧 V_B の定義に従って、 N_2 ならびに Ar ガス中における破壊電圧を (7)~(11) 式により計算したものと実測値とをガス圧力およびギャップの長さをパラメータとして初期電流密度 (温度) に対して図示したのが第 10 図と第 11 図である。 N_2 ならびに Ar ガスに対する破壊電圧の計算値は、それぞれ実測値と比較的よく一致している。また、約 $1,000^\circ\text{C}$ 以下の温度範囲においては、破壊電圧がほぼ一定値であり、これ以上の温度範囲においては破壊電圧が低下していることがわかる。従って、前述した放電領域 (A) と (B) との境界の温度は約 $1,000^\circ\text{C}$ であり、これ以上の温度範囲では空間電荷による影響が出始め、その効果

第 10 図 破壊電圧と温度または電流密度との関係 (N₂ ガス)

Fig. 10. Relations between breakdown voltage and gas temperature or current density (N₂ gas).

第 11 図 破壊電圧と温度または電流密度との関係 (Ar ガス)

Fig. 11. Relations between breakdown voltage and gas temperature or current density (Ar gas).

が顕著になるのは約 1,200°C 以上の温度範囲であることがわかる。このことから、約 1,200°C 以上の温度範囲では、パッシェン法則が成立し難くなることが推定できる。

5. 結 論

本研究によって明らかになった事項は次のとおりである。

(1) 高温ガス中における破壊現象は、約 1,000°C を超えると電極からの熱電子電流による空間電荷の影響が現われ始め、約 1,200~1,300°C 程度になると、その効果が顕著になり、いわゆるパッシェンの法則が成立しなくなる。

(2) タウンゼント放電現象として、温度範囲約 1,500°C までの破壊電圧を温度上昇による初期電流密度の増加に基づく空間電荷効果を考慮して検討した結

果、計算値と実測値とが比較的良好に一致することが明らかになった。

(3) 初期電流密度の増大による破壊電圧低下現象に対して Sharbaugh 氏は、破壊現象は一定臨界電流密度に達したときに生ずるという破壊電圧基準を用いているが、この手法は破壊電圧低下の近似値を得るためには簡便であるが、精度は低い。

終りに臨み、終始、懇切な御討論と御激励をいただいた直流しゃ断研究会の各位、特に防衛大学校 室岡義広教授に深く謝意を表するとともに、常に御べんたつをいただいている岡山理科大学 鈴木喜彦教授に厚くお礼申し上げます。実験装置などに協力を得た徳島大学 伊坂勝生助教授、また実験その他で協力を得た当時徳島大学大学院学生 沼 芳伸 (現、三菱電機株式会社)、学部学生 長井庸人 (現、東洋運搬機株式会社)、柳本健一 (現、日本電工株式会社) の諸君に謝意を表する。

(昭和 51 年 3 月 8 日受付)

文 献

- (1) F.W. Crawford & H. Edels: Proc. Instn Elect. Engrs **109A**, 202 (1960)
- (2) 宮地: 第 5 回直流しゃ断研究会資料 (昭 46-4)
- (3) H.C. Bowker: Proc. Phys. Soc. **43**, 96 (1930)
- (4) L.L. Alston: Proc. Instn Elect. Engrs **105A**, 549 (1958)
- (5) 石黒: 電気学会論文集 **2**, 205 (昭 16-7)
- (6) D.W. George: Proc. Instn Elect. Engrs **110**, 2063 (1963)
- (7) A.H. Sharbaugh, et al.: IEEE Trans. Power Apparatus Syst. **PAS-80**, 333 (1961)
- (8) Y. Murooka: Ph.D. Thesis. (University of Liverpool) (1968)
- (9) C.W. Powell & H.M. Ryan: 2nd International Conf. on Gas Discharg 11~15 Sept. (1972)
- (10) H. Edels & J.C. Holme: Brit. J. Appl. Phys. **17**, 1595 (1966)
- (11) 本多: 気体放電現象 (book) 3 (昭 39)
- (12) 長田・横井・宮地: 放電研究講演会資料 (昭 49-11)
- (13) J.M. Meek & J.D. Craggs: Electrical Breakdown of Gases (book) 371 (1953)
- (14) R.W. Crowe, et al.: Phys. Rev. **96**, 10 (1954)
- (15) 長田, 他: 昭 50 電気四学会連大 **83**
- (16) 電気学会: 放電ハンドブック p.12 (昭 48)
- (17) R.N. Varney, et al.: Phys. Rev. **48**, 618 (1935)
- (18) A.L. Ward: Phys. Rev. **112**, 1852 (1958)
- (19) 長田, 他: 昭 50 電気四学会四国支部連大 **2-15**
- (20) D.Q. Fosin: Phys. Rev. **50**, 650 (1936)
- (21) J.A.R. Samson, et al.: *ibid.* **137**, 1381 (1956)
- (22) J.L. Pack, et al.: *ibid.* **121**, 798 (1961)
- (23) J. Dutton, et al.: Proc. Roy. Soc. A **213**, 203 (1952)
- (24) Druyvestey & Penning (土手訳): 低ガス圧の気体中における放電現象 (Book) p. 35